FYSISCH LABORATORIUM
RIJKSUNIVERSITEIT
UTRECHT

PHENOMENOLOGIE VAN DE ELEMENTAIRE DEELTJES

J.C. Sens

VOOR-CANDIDAATS COLLEGE
UNIVERSITEIT VAN UTRECHT

Februari-Maart 1972

REPRODUKTIE
FYSISCH LABORATORIUM

INHOUD

		pag.
1.	Inleiding	3
2.	Historisch Perspectief	4
3.	Vooropstellingen	6
4.	Eerste Classificatie van Elementaire Deeltjes	8
5.	De Wisselwerkingen	9
6.	De Behoudswetten	12
7.	Veelvuldig Voorkomende Reacties en Vervalprocessen	17
8.	Aangeslagen Toestanden van Elementaire Deeltjes	19
9.	Behoud en Niet-Behoud van Pariteit	23
10.	Behoud en Niet-Behoud van C-Pariteit	26
	Litteratuur	28

1. INLEIDING

Figuur 1, ontleend aan C.E. Swartz, The Fundamental Particles (Addison-Wesley), illustreert de wonderlijke positie van de mens in het heelal: een insignificant object op de schaal van objecten die de ruimte vullen (naar afmetingen, maar ook naar gewicht, totale beschikbare energie, etc.), en niettemin onafgebroken bezig met het zoeken naar het waarom, naar de orde in de natuur.

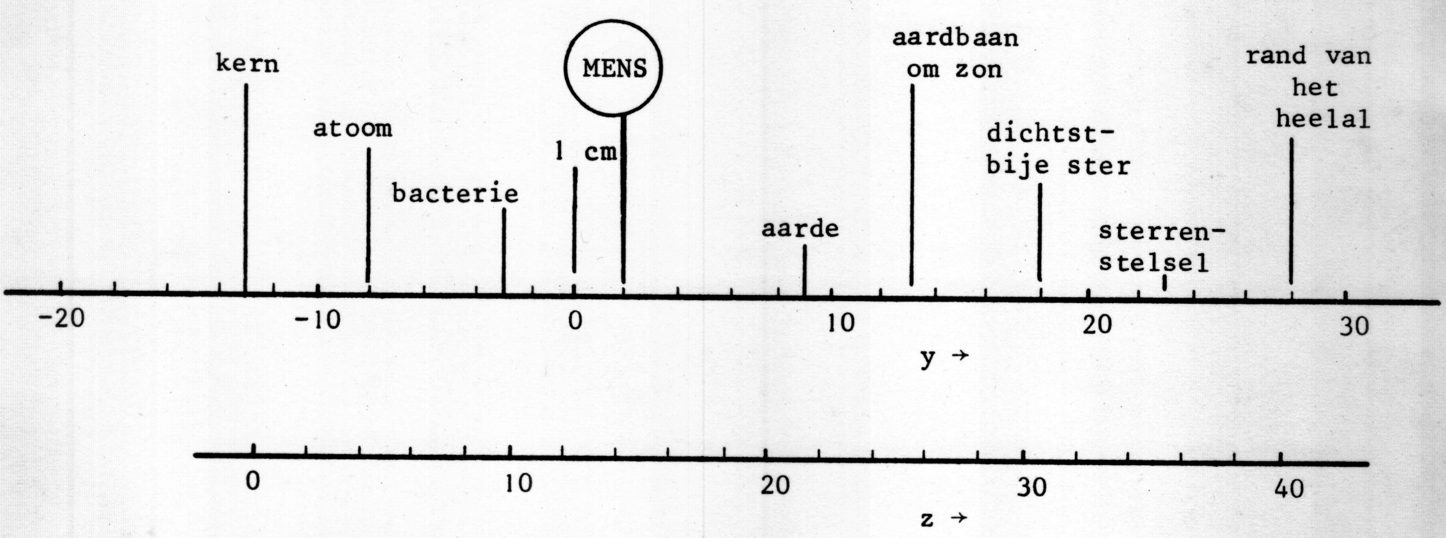


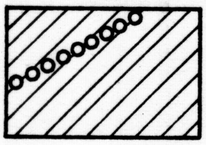
Fig. 1. Bovenste schaal: afmeting = 10^y cm
Onderste schaal: afmeting = 10^z fermi's (1 fermi = 10^{-13} cm)

Deze cursus houdt zich bezig met het uiterst linkse stuk van de schaal in figuur 1: de bouwstenen van de natuur, hun classificatie en hun wisselwerkingen.

De oudst bekende classificatie is die van Empedocles (- 400): 4 elementen (water, vuur, aarde, lucht) en 4 toestanden (nat, droog, koud, warm).

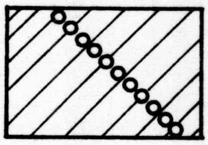
De meest geslaagde classificatie is die van Mendeléeff (1872) gebaseerd op de chemische eigenschappen van de elementen (en later verklaard door de quantum theorie).

De elementaire deeltjes hebben afmetingen van typisch 10^{-13} cm. Zij kunnen zichtbaar gemaakt worden in een van de volgende detectoren:



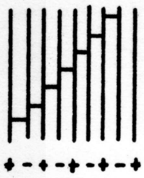
Gasbellen in oververhitte vloeistof

BELLENVAT



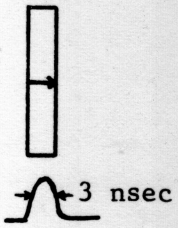
Vloeistofbellen in verzadigd gas

NEVELKAMER



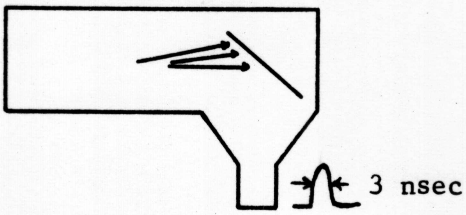
Vonken tussen platen op hoogspanning

VONKENVAT



Lichtflits in transparant materiaal

SCINTILLATIETELLER



Lichtflits in gas

CERENKOV TELLER

AgBr korrels in fotografische plaat

EMULSIE

2. HISTORISCH PERSPECTIEF

∿ 1900 Het atoom is de bouwsteen van verbindingen (H_2O, UF_6) en is ∿ 10^{-8} cm in diameter.

1897 Electron, bouwsteen van het atoom.

1902 Radioactiviteit, een atoom gaat over in een ander.

1911 Bombardement van atomen met He_2^4 kernen (α's): atomen bestaan grotendeels uit lege ruimte. Kern ∿ 10^{-12} cm.

1913 Klassieke theorie → "Oude" Quantumtheorie (Bohr)

Klassieke theorie	"Oude" Quantumtheorie
Licht bestaat uit golven (Young, 1803) en golven en lichtgolven volgen beide Maxwells (1864) vergelijkingen. Niet verklaard: 1) Zwarte straling 2) Röntgen straling (korte golflengtelimiet) 3) Fotoëlectrisch effect 4) Optisch emissie spectrum 5) Compton effect 6) Ruimte-quantisatie (Stern-Gerlach) 7) Soortelijke warmte (Einstein (1907) - Debye (1912)) 8) Stabiliteit van atomen tegen ineenstorting onder uitzending van straling	1) Licht heeft een dubbel karakter (golf/deeltjes-achtig) Lichtquanta (Planck 1900). 2) Bohr's 1e Quantisatie regel (1913): Een atoom kan bestaan in één van een serie discrete toestanden; elke toestand heeft een definitieve energie. Verandering van E leidt tot een volledige overgang van een toestand naar een andere. 3) Bohr's 2e Quantisatie regel (1913): In een overgang van E_2 naar E_1 wordt een lichtquantum uitgezonden met frequentie gegeven door $E_2 - E_1 = \Delta E = h\nu$ h = constante van Planck

1924 Oude Quantumtheorie → Nieuwe Quantumtheorie (De Broglie)

Behalve licht hebben ook deeltjes een duaal karakter (golf/deeltje). Met een deeltje met impuls p is een golflengte $\lambda = \frac{h}{p}$ geassocieerd. Deeltjes en licht hebben analoge eigenschappen.

1925 Pauli Uitsluitings beginsel.

1925 Mathematische formulering Quantum mechanica.

1925 Uhlenbeck + Goudsmit: Electron spin.

1927 Heisenberg Onzekerheids relatie.

1928 Dirac: Quantum theorie, in overeenstemming met Relativiteitstheorie.

Prijs: Deeltjes + Antideeltjes.

1932	Kern bestaat uit $p + n$, niet uit $p + e^-$
1932	e^+ gevonden.
1935	Yukana, nieuwe, sterke wisselwerking, voorspelt π-meson.
1936	Muon gevonden (Nevelkamer).
1947	Pion gevonden (Emulsie).
1947-54	Nieuwe deeltjes (K, Λ, Σ, $\overline{p}$).
1962	Tweede soort Neutrino.

3. VOOROPSTELLINGEN VOOR EEN THEORIE VAN ELEMENTAIRE DEELTJES

Een theorie van elementaire deeltjes zal, naar huidige opvattingen, in overeenstemming moeten zijn met de volgende noties:

1) Speciale relativiteitstheorie

$$E = mc^2 = \gamma m_o c^2 = \frac{m_o c^2}{(1 - \beta^2)^{\frac{1}{2}}} \qquad \beta = v/c \tag{1}$$

$$p = mv = \gamma m_o v = \frac{m_o \beta c}{(1 - \beta^2)^{\frac{1}{2}}} \tag{2}$$

Eenheden: $E = mc^2$; $m_e = 9 \times 10^{-28}$ g; $c = 3 \times 10^{10}$ cm/sec;

$E = 81 \times 10^{-8}$ erg = 510 keV.

(1 eV = $1,6 \times 10^{-19}$ joule = $1,6 \times 10^{-12}$ erg)

De energie vertegenwoordigd door een massa van $1,8 \times 10^{-27}$ g, is 1 MeV.

2) Golf-deeltjes dualiteit

Met een $\frac{\text{deeltje}}{\text{golf}}$ is geassocieerd een $\frac{\text{golf}}{\text{deeltje}}$; de relatie tussen de impuls van het "golf/deeltje" en de golflengte van het "golf/deeltje" is

$$\lambda = \frac{h}{p} \quad \text{of} \quad \bar{\lambda} = \frac{\hbar}{p} \qquad \hbar = \frac{h}{2\pi} = 1{,}02 \times 10^{-27} \text{ erg.sec.}$$

De "afmeting" is dus een functie van de impuls.

Bijvoorbeeld "Afmeting" van 13,6 eV electron

$$E = (p^2c^2 + m_o{}^2c^4)^{\frac{1}{2}} = T + m_oc^2$$

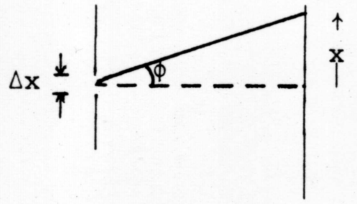
$$p \approx (2mT)^{\frac{1}{2}} = (2 \times 9 \times 10^{-28} \times 13{,}6 \times 1{,}6 \times 10^{-12})^{\frac{1}{2}} =$$

$$= 2 \times 10^{-19} \text{ gcm/sec}$$

$$\bar{\lambda} = \frac{1{,}02 \times 10^{-27}}{2 \times 10^{-19}} = 0{,}5 \times 10^{-8} \text{ cm.}$$

<u>Vraagstuk 1.</u> Bereken de golflengte van een 70 MeV muon en van een 49 MeV pion.

3) Heisenberg's onzekerheidsrelatie (1927)
(Zie college Quantum mechanica)



Diffractie door een spleet: het electron krijgt een impulscomponent Δp_x; gemiddeld $\Delta p_x = p \sin\phi$

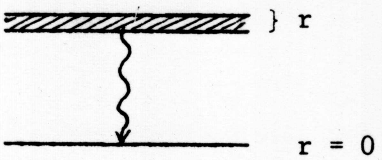
Verder is $\Delta x \sin\phi = n\bar{\lambda}$ (diffractie)

$$\bar{\lambda} = \frac{\hbar}{p}$$

Dus (n = 1, eerste maximum) $\Delta x\, \Delta p_x \sim \hbar$

Deze relatie bestaat tussen elk paar geconjugeerde variabelen:

$\Delta E\, \Delta t \sim \hbar$; dat wil zeggen



met een eindige levensduur (van een aangeslagen toestand, van een kern, of van een elementair deeltje) is geassocieerd een eindige breedte op de energieschaal: $\tau = \frac{\hbar}{\Gamma}$

4) De behoudswetten van energie, impuls, pariteit, lading, baryon getal, spin, isotopische spin
(Zie later)

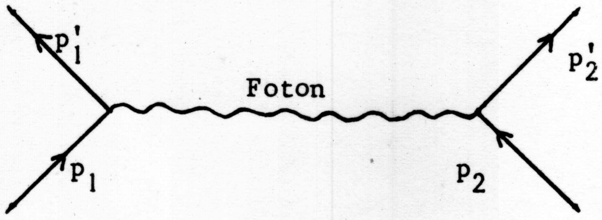
4. EERSTE CLASSIFICATIE VAN DE ELEMENTAIRE DEELTJES

	Deeltje	Massa (MeV)	Levensduur (sec)
1) Baryonen			
a) Nucleonen			
	p	938,2	∞
	n	939,5	$0,9 \times 10^{3}$
b) Hyperonen	Λ^{o}	1115	$2,5 \times 10^{-10}$
	Σ^{+}	1189	$0,8 \times 10^{-10}$
	Σ^{o}	1191	$< 10^{-14}$
	Σ^{-}	1196	$1,5 \times 10^{-10}$
	Ξ^{o}	1319	$3,0 \times 10^{-10}$
	Ξ^{-}	1319	$1,7 \times 10^{-10}$
	Ω^{-}	1672	$1,3 \times 10^{-10}$
2) Mesonen	π^{+}	139,6	$2,6 \times 10^{-8}$
	π^{o}	135,0	$0,8 \times 10^{-16}$
	K^{+}	493,8	$1,2 \times 10^{-8}$
	K^{o}	497,8	50% $0,8 \times 10^{-10}$ 50% 5×10^{-8}
		548,8	2×10^{-19}
3) Leptonen	μ^{-}	105,66	$2,2 \times 10^{-6}$
	e^{-}	0,511	∞
	ν_{μ}	0	∞
	ν_{e}	0	∞
4) Foton			∞

De baryonen hebben spin = $\frac{1}{2}$, de mesonen spin = 0, de leptonen spin = $\frac{1}{2}$, het foton heeft spin = 1.

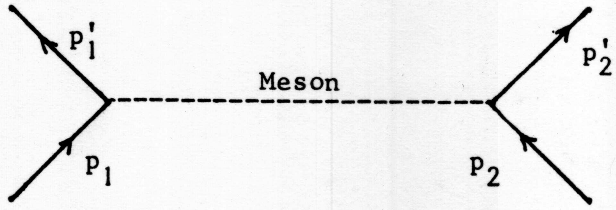
5. DE WISSELWERKINGEN

Beschouw de botsing van een electron met een proton. Vóór de botsing emitteren en herabsorberen het proton zowel als het electron voortdurend fotonen, de quanta van het E.M. veld; als het electron nu dicht bij het proton komt, wordt een van de uitgezonden fotonen door het andere deeltje geabsorbeerd. Beide deeltjes ondergaan daardoor een verandering van richting en we hebben verstrooiing:



Voor langzame electronen en protonen komt dit proces overeen met Coulomb verstrooiing, waarvan we weten dat het geregeerd wordt door de Coulomb potentiaal $V(r) = \frac{\kappa}{r}$. Deze potentiaal neemt slechts langzaam af met toenemende afstand: de dracht in deze potentiaal is in feite oneindig groot.

Beschouw nu, in analogie met het E.M. geval hierboven, de botsing van twee neutronen. Uit de afmetingen van een typische kern weten we dat de dracht van de potentiaal die de wisselwerking tussen nucleonen in de kern beschrijft, van de orde van 10^{-13} cm moet zijn. Yukawa heeft aangetoond dat om een zo korte dracht te krijgen we een zwaar deeltje, een meson, moeten uitwisselen tussen beide neutronen.



Hoe zwaar is dit meson? Stel de duur van de uitwisseling is Δt. In die tijd kan het uitgewisselde deeltje hoogstens een afstand $r_o = c\,\Delta t$ afleggen.

Tijdens de uitwisseling wordt de uitgewisselde massa eerst gecreëerd en dan weer geabsorbeerd. De energieën van de neutronen kunnen dus hoogstens tot op een onzekerheid $\Delta E = mc^2$ bekend zijn. Op grond van de onzekerheidsrelatie betekent dit:

$$\Delta E\ \Delta t \sim \hbar, \qquad \Delta t \approx \frac{\hbar}{mc^2}, \qquad r_o \approx \frac{\hbar}{mc} \qquad \text{en dus}$$

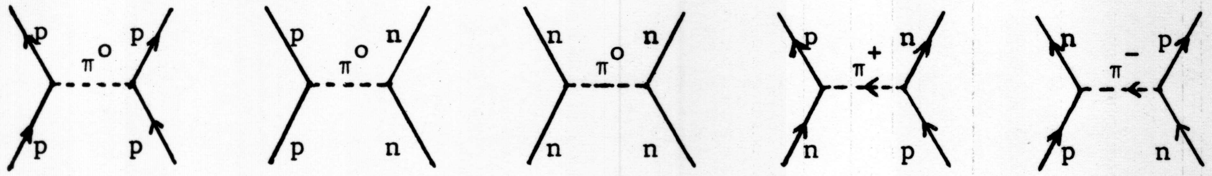
$$mc^2 \approx \frac{\hbar c}{r_o} = \frac{10^{-27} \times 3 \times 10^{10}}{10^{-13} \times 1{,}6 \times 10^{-12}} = 200\ \text{MeV}.$$

De uitwisseling van zo'n massief deeltje wordt beschreven door een potentiaal die verkregen is door aan de Coulomb potentiaal een "korte dracht factor" toe te voegen:

$$v(r) = c\ \frac{e^{-r/r_o}}{r} \qquad \text{(Yukawa)}$$

Dit hypothetische deeltje is in 1947 gevonden: het π-meson met massa $\sim$ 140 MeV.

Uit het experimentele feit dat de Yukawa wisselwerking ladingsonafhankelijk is, dat wil zeggen even sterk in pp, nn en pn botsingen, volgt dat er zowel geladen als ongeladen π-mesonen moeten zijn:



Naast het verschil in dracht tussen de E.M. en de Yukawa potentiaal, is er een verschil in <u>sterkte</u>: de waarschijnlijkheid van het optreden van een <u>"sterke" wisselwerking</u> (Yukawa) is ongeveer 100 maal zo groot als voor het optreden van een E.M. wisselwerking.

Behalve de sterke wisselwerkingen zijn er de <u>zwakke wisselwerkingen</u>, ongeveer 100 000 maal zwakker dan de sterke. Het meest bekende voorbeeld is het β-verval:

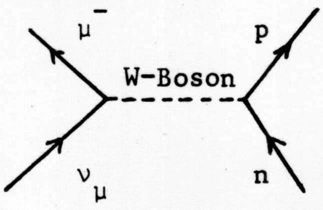
$$n \rightarrow p + e^- + \bar{\nu}\ ,$$

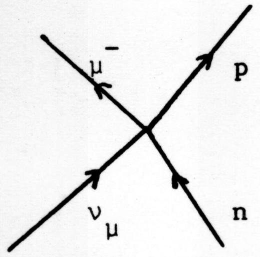
maar er zijn ook andere:

$$\Lambda \rightarrow p + e^- + \bar{\nu}\ ,$$

$$K^+ \rightarrow \pi^o + \mu^+ + \nu \qquad \text{etc.}$$

De dracht van de potentiaal is van de orde van 10^{-13} cm of minder. De experimenten zijn in feite in overeenstemming met een "punt" wisselwerking (dracht nul), hoewel, in analogie met de andere wisselwerkingen, men een actie-op-afstand, en dus een quantum van het veld van de zwakke wisselwerkingen, zou verwachten. Zo'n quantum is gepostuleerd, maar niet in vrije toestand gevonden. Dit quantum wordt Intermediair Vector Boson (W) genoemd. Uit experimenten blijkt dat, als het bestaat, het een massa van meer dan 2000 MeV moet hebben en dus dat de zwakke wisselwerkingspotentiaal een dracht van minder dan 10^{-14} cm heeft.





Samenvattend hebben we de volgende tabel voor de wisselwerkingen:

Wisselwerking	Relatieve sterkte	Dracht (cm)	Uitgewisseld deeltje
Sterk	1	10^{-13}	π-meson
Electromagnetisch	10^{-2}	∞	foton
Zwak	10^{-5}	$\lesssim 10^{-14}$	W-Boson?
(Superzwak	10^{-7}	$\lesssim 10^{-14}$	?)
Gravitatie	10^{-40}	∞	graviton?

De "superzwakke" wisselwerking, waarvoor enige aanwijzingen bestaan en de gravitatie zullen niet verder worden besproken.

6. DE BEHOUDSWETTEN

De elementaire deeltjes manifesteren hun eigenschappen en wisselwerkingen door middel van hun verval en van hun reacties.

Een verval: $\Xi^o \rightarrow \Lambda^o + \pi^o$

Een reactie: $p + p \rightarrow n + \Lambda^o + K^+ + \pi^+$

Het aantal mogelijke vervalswijzen en reacties zou chaotisch groot zijn, ware het niet dat er behoudswetten zijn waaraan zij blijken te moeten voldoen. Het feit dat sommige grootheden niet veranderen in een verval of reactie, beperkt het aantal mogelijke processen. De behoudswetten zijn niet alle dezelfde voor de sterke, zwakke en electromagnetische wisselwerkingen.

De volgende behoudswetten zijn bekend uit de klassieke fysica:

1) Behoud van energie (met inbegrip van het energie-equivalent van een massa, $E = mc^2$).
2) Behoud van impuls.
   In 4-vector notatie vormen 1) en 2) één behoudswet:
   Behoud van 4-impuls.
3) Behoud van impulsmoment, spin inbegrepen.
4) Behoud van lading.

De behoudswetten, typerend voor de elementaire deeltjes, zijn:

5) Behoud van baryon getal.
   Als we voor baryonen het quantumgetal $B = +1$ definieren en voor anti-baryonen $B = -1$, dan blijkt dat er geen uitzonderingen zijn op de regel dat het aantal baryonen plus antibaryonen behouden blijft in een reactie of verval.

   $p + p \rightarrow p + \Lambda^o + \Sigma^+$ niet

   $\bar{p} + p \rightarrow \pi^+ + \pi^-$ wel

6) Behoud van lepton getal.
   Er zijn twee regels:
   Het aantal "electron" leptonen (e^-, ν_e) plus het aantal anti-"electron" leptonen is behouden in een reactie of verval.

Het aantal "muon" leptonen (μ^-, ν_μ) plus het aantal anti-"muon" leptonen is behouden in een reactie of verval:

$\pi^+ \rightarrow \mu^+ + \nu_\mu$ wel;

$\pi^+ \rightarrow \mu^+ + \overline{\nu}_\mu$ niet.

$\overline{\nu}_\mu + p \rightarrow n + \mu^+$ wel;

$\overline{\nu}_\mu + p \rightarrow n + e^+$ niet.

De differentiatie tussen muon-type en electron-type is een gevolg van de ontdekking van een tweede soort neutrino, ν_μ, in 1962. Voordien was er maar één lepton behoudswet.

7) Behoud van isotopische spin.

Zoals reeds opgemerkt, zijn de sterke wisselwerkingen voor protonen en neutronen gelijk. Proton en neutron gedragen zich als twee toestanden van hetzelfde deeltje, het nucleon. Men kan dan een quantumgetal toekennen aan het nucleon, de isospin, met twee subtoestanden, één voor het proton, één voor het neutron.
Een waarde $I = \frac{1}{2}$, met $I_z = +\frac{1}{2}$(p), $I_z = -\frac{1}{2}$(n) is de laagste waarmee een doublet kan worden beschreven. Er is een evidente analogie met de spin van een deeltje: de spin van het electron, bijvoorbeeld, is $\frac{1}{2}$ met subtoestanden $S_z = +\frac{1}{2}$(omhoog), $S_z = -\frac{1}{2}$(omlaag).
Het voorkomen van massa multipletten (meerdere deeltjes met verschillende lading, maar (bijna) gelijke massa) onder de elementaire deeltjes leidt onmiddellijk tot het toekennen van een isotopische spin ook aan de andere sterk wisselwerkende deeltjes.
De Σ's vormen een massa triplet, met massa $\sim$ 1190 MeV en dus geven we de Σ een isospin 1 met subtoestanden

$I_z = +1$, (Σ^+); $I_z = 0$, (Σ^o); $I_z = -1$, (Σ^-).

De Λ^o is een isosinglet $I = 0$, $I_z = 0$.
De Ξ is een doublet en dus $I = \frac{1}{2}$, met

$I_z = -\frac{1}{2}$, (Ξ^-) en $I_z = +\frac{1}{2}$, (Ξ^o).

Ook aan de mesonen kunnen we een isospin toekennen. Voor het π-meson is $I = 1$, met $I_z = -1$, (π^-); $I_z = 0$, (π^o); $I_z = +1$, (π^+).

De K-mesonen vormen een doublet en dus $I = \frac{1}{2}$, met

$I_z = \frac{1}{2}$, (K^+) en $I_z = -\frac{1}{2}$, (K^o).

Als we nu de sterke wisselwerkingen bekijken, dan blijkt dat alleen die processen optreden waarbij de totale isotopische spin behouden blijft. Dit feit rechtvaardigt dus de toekenning van een isospin aan de sterk wisselwerkende deeltjes. In de electromagnetische en zwakke wisselwerkingen is isospin niet behouden ("geen goed quantumgetal") en daarom heeft het geen zin aan het muon, electron en de neutrino's een isospin toe te kennen.

Voorbeeld van sterke wisselwerking:

$$p + p \rightarrow p + p + \pi^o$$

	p	p	p	p	π^o	
$I =$	$\frac{1}{2}$	$\frac{1}{2}$	$\frac{1}{2}$	$\frac{1}{2}$	1	} Isospin behouden.
$I_z =$	$+\frac{1}{2}$	$+\frac{1}{2}$	$+\frac{1}{2}$	$+\frac{1}{2}$	0	

Voorbeeld van zwakke wisselwerking:

$$\Lambda^o \rightarrow \pi^- + p$$

	Λ^o	π^-	p	
$I =$	0	1	$\frac{1}{2}$	} Geen behoud van isospin.
$I_z =$	0	-1	$+\frac{1}{2}$	

Voorbeeld van electromagnetische wisselwerking:

$$\Sigma^o \rightarrow \Lambda^o + \gamma$$

	Σ^o	Λ^o	γ	
$I =$	1	0	-	} I niet behouden;
$I_z =$	0	0	-	I_3 wel behouden.

8) Behoud van vreemdheid.

We hebben boven ingevoerd het baryongetal B en de isotopische spin I, met z-component I_z.

Voordat K-mesonen en hyperonen waren gevonden, had men al vastgesteld dat er, voor pionen en nucleonen, een relatie is tussen de lading van het deeltje, de z-component van zijn isospin en het baryongetal:

$$Q = I_z + \frac{B}{2}$$

met B = 1, 0, -1 voor nucleonen, π-mesonen en antinucleonen.

Nadat de K-mesonen en de hyperonen waren gevonden, moest de regel worden uitgebreid om geldig te blijven:

$$Q = I_z + \frac{B + S}{2} = I_z + \frac{Y}{2}$$

waar S de vreemdheid (strangeness) wordt genoemd en Y de

hyperlading (hypercharge). Door voor pionen en nucleonen $S = 0$ te stellen, krijgen we voor deze deeltjes de oorspronkelijke regel weer terug. Voor de overige deeltjes volgt S uit de lading Q, het baryongetal B en I_z. Antideeltjes ontstaan uit deeltjes door het baryongetal B, het leptongetal en de lading van teken om te draaien.

Zo is het antideeltje van een Σ^+ hyperon, $\overline{\Sigma^+}$, negatief geladen en heeft $B = -1$.
Hieruit volgt dat $S = +1$ voor dit deeltje.

Vraagstuk 2. Vul de volgende tabel in:

Deeltjes	Massa (MeV)	B	I_z	S	Q	Antideeltjes	B	I_z	S	Q
Ξ^-, Ξ^0	1319	1	$-\frac{1}{2}, +\frac{1}{2}$	-2, -2	-1, 0	$\overline{\Xi^-}$, $\overline{\Xi^0}$	-1	$+\frac{1}{2}, -\frac{1}{2}$	2, 2	+1, 0
Σ^-, Σ^0, Σ^+	1191	1	-1, 0, 1	-1	-1, 0, +1	$\overline{\Sigma^-}$, $\overline{\Sigma^0}$, $\overline{\Sigma^+}$	-1	1, 0, -1	+1	+1, 0, -1
Λ^0	1115	1	0	-1	0	$\overline{\Lambda^0}$	-1	0	+1	0
p, n	939	1	$+\frac{1}{2}, -\frac{1}{2}$	0	1, 0	$\overline{p}$, $\overline{n}$	-1	$-\frac{1}{2}$ $+\frac{1}{2}$	0	-1, 0
K^+, K^0	500	0	$\frac{1}{2}, -\frac{1}{2}$	1	1, 0	$\overline{K^+}$, $\overline{K^0}$	0	$-\frac{1}{2}, \frac{1}{2}$	-1	-1, 0
π^+, π^0, π^-	137	0	+1, 0, -1	0	1, 0, -1	$\overline{\pi^+}$, $\overline{\pi^0}$, $\overline{\pi^-}$	0	-1, 0, 1	0	-1, 0, 1

Geef rekenschap van elke stap.

Met het vreemdheids quantumgetal, zo gedefinieerd, hebben we nu de volgende behoudswet:

In processen die verlopen via de sterke wisselwerkingen, hebben we

$$\Delta S = 0.$$

Behoud van isotopische spin en van vreemdheid zijn twee onderscheiden wetten. Bijvoorbeeld de reactie

	K^-	$+\ p$	$\rightarrow$	K^-	$+\ p$	$+\ K^o$	$+\ K^o$
I	$\frac{1}{2}$	$\frac{1}{2}$	$\rightarrow$	$\frac{1}{2}$	$\frac{1}{2}$	$\frac{1}{2}$	$\frac{1}{2}$
	1, 0				2, 1, 0		
I_z	$-\frac{1}{2}$	$\frac{1}{2}$	$\rightarrow$	$-\frac{1}{2}$	$\frac{1}{2}$	$-\frac{1}{2}$	$-\frac{1}{2}$
	0		$\rightarrow$		-1		
S	-1	0	$\rightarrow$	-1	0	$+1$	$+1$
	-1		$\rightarrow$		$+1$		

is niet waargenomen, hoewel de reactie voor een deel zou kunnen verlopen met behoud van totale isospin. Het niet-behoud van vreemdheid brengt mee dat deze reactie niettemin niet voorkomt.

<ins>Vraagstuk 3.</ins> Leg uit waarom <ins>de</ins> reactie

$$\bar{d} + d \rightarrow \Lambda^o + \Lambda^o + \pi^o$$

niet kan verlopen. (d = deuteron en heeft isospin 0)

Er zijn nog drie andere behoudswetten, die van pariteit (zie § 9), van C-pariteit (zie § 10) en van G-pariteit (niet besproken).

Al deze behoudswetten gelden voor de <ins>sterke</ins> wisselwerkingen. Voor de zwakke wisselwerkingen is er geen behoud van isospin I, noch van vreemdheid (en dus ook niet van I_z).
Voor de electromagnetische wisselwerkingen is S en I_z wèl behouden, maar niet I.

7. VEELVULDIG VOORKOMENDE REACTIES EN VERVALPROCESSEN

In dit hoofdstuk zullen we ons vertrouwd maken met enkele veel voorkomende reacties en vervalswijzen en daarbij tegelijkertijd gebruik maken van het hierboven opgemerkte over de wisselwerkingen en de behoudswetten.

Hoe maken we onderscheid tussen sterke, zwakke en electromagnetische wisselwerkingen? Het antwoord is dat als voor een wisselwerking een behoudswet is gespecificeerd, daaraan voldaan moet zijn. Is de behoudswet niet gespecificeerd, dan kan het proces verlopen als het bij die behoudswet behorende quantumgetal al of niet behouden is.

Een kenmerk van sterke wisselwerkingen is dat zij verlopen in een tijdsduur die van de orde is van de tijd die licht (of een snel meson) nodig heeft om een kern te doorkruisen, dat wil zeggen 10^{-23} sec. Processen die veel langzamer verlopen ($\sim 10^{-10}$ sec) zijn zwak (zie tabel § 4). Zwakke processen zijn dus alleen waarneembaar in reacties die niet "sterk" kunnen verlopen, hetzij omdat S en/of I niet behouden zijn, hetzij omdat alleen leptonen bij de reactie zijn betrokken. Een "zwak" verval is meetbaar, hetzij door een tijdmeting, hetzij door een meting aan het spoor in bijvoorbeeld een bellenvat. Van een "sterk" verval kan de levensduur alleen indirect bepaald worden, zoals voorbeelden hieronder zullen tonen.

1) Proton-proton verstrooiing

Als een hoog-energetisch proton wordt geschoten op een stationair proton, dan kan het resultaat zijn een <u>elastische</u> verstrooiing

$$p + p \rightarrow p + p$$

of een <u>inelastische</u> verstrooiing, waarin nieuwe deeltjes worden geproduceerd:

$$p + p \rightarrow p + p + \pi^{o}$$
$$p + p \rightarrow p + p + \pi^{+} + \pi^{-}$$
$$p + p \rightarrow n + p + \pi^{+}$$
$$p + p \rightarrow p + \Lambda^{o} + K^{+}$$
$$p + p \rightarrow n + \Sigma^{+} + K^{+}$$

Deze reacties voldoen aan alle genoemde behoudswetten en zijn daarom sterk: ze verlopen in korte tijd ($\sim 10^{-23}$ sec) en hebben relatief hoge werkzame doorsneden.

$$p + p \rightarrow \Sigma^+ + \Sigma^+$$

In deze reactie blijft vreemdheid niet behouden, isospin, lading, baryongetal wel. Hij kan dus niet verlopen via de sterke wisselwerkingen en is aangewezen op de zwakke wisselwerkingen om te kunnen optreden. De werkzame doorsnede is uitermate klein.

Algemeen: als een reactie via sterke wisselwerkingen kan verlopen, zal hij dat doen. Indien niet anders mogelijk, zal deze verlopen via de zwakke wisselwerkingen.

2) Pion-proton verstrooiing

$\pi^- + p \rightarrow \pi^- + p$ (elastisch)

$\pi^- + p \rightarrow n + \pi^o$ (ladingsuitwisseling)

$\pi^- + p \rightarrow \Lambda^o + K^o$ (vreemde deeltjes productie)

$\pi^- + p \rightarrow p + \eta^o + \pi^-$ (η^o-productie)

voldoen aan alle condities voor sterke reacties.

3) Pion-verval

$\pi^+ \rightarrow \mu^+ + \nu_\mu$ ($\tau = 2,6 \times 10^{-8}$ sec)

Dit proces is zwak: de levensduur is lang vergeleken met 10^{-23} sec. Isospin is niet behouden, het leptongetal wèl.

4) Muon-verval

$\mu^+ \rightarrow e^+ + \nu_e + \overline{\nu_\mu}$ ($\tau = 2,2 \times 10^{-6}$ sec)

Alleen leptonen, dus zwak proces. De neutrino's zijn zo gekozen dat het leptongetal behouden is.

5) Lambda-verval

$\Lambda^o \rightarrow p + \pi^-$ ($\tau = 2,5 \times 10^{-10}$ sec)

	Λ^o	p	π^-
I	0	½	1
I_z	0	½	-1
S	-1	0	0

Noch I, noch I_z en S zijn behouden:
het verval is <u>zwak</u> vandaar de lange levensduur.

6) K-meson verval

$$K^+ \rightarrow \mu^+ + \nu_\mu$$
$$K^- \rightarrow \mu^- + \overline{\nu_\mu}$$
$$K^+ \rightarrow \pi^o + e^+ + \nu$$
$$K^+ \rightarrow \pi^+ + \pi^o$$
$$K^o \rightarrow \pi^+ + \mu + \nu$$

Geen behoud van S en I_z, geen behoud van I, dus zwakke wisselwerking.

8. AANGESLAGEN TOESTANDEN VAN ELEMENTAIRE DEELTJES: ELEMENTAIRE DEELTJES-SPECTROSCOPIE

De tot nu toe genoemde deeltjes zijn alle ofwel stabiel ofwel zij vervallen <u>langzaam</u>, via de <u>zwakke</u> wisselwerkingen, in stabiele deeltjes. Gezien op de tijdsschaal van de sterke wisselwerkingen (10^{-23} sec) zijn deze deeltjes te beschouwen als de quasistabiele (langzaam weglekkende) grondtoestanden waarop, evenals in de atoom- en kernspectroscopie, aangeslagen toestanden kunnen worden opgebouwd.

Figuur 1 toont het baryon spectrum, grond- en aangeslagen toestanden. De figuur illustreert tevens de rol van de π en K-mesonen: het π-meson is het quantum van het sterke wisselwerkingsveld voor een overgang waarbij vreemdheid niet verandert, het K-meson voor een overgang waarbij vreemdheid wèl verandert. Alle getekende overgangen zijn <u>sterke</u> vervalprocessen; zij verlopen in $\sim 10^{-23}$ sec.
De quantumgetallen I, I_z, S, B, Q blijven behouden.
Voorbeelden:

	$N^*_{3/2}$ $(1240)^+$	$\rightarrow$	p	+ π^o	($\tau \sim 10^{-20}$ sec)
I	3/2		1/2	1	
I_z	1/2		1/2	0	

Voorbeeld:

	Y_o^* (1815)	$\rightarrow K^-$	+ p	($\tau \sim 10^{-22}$ sec)
I	0	$\frac{1}{2}$	$\frac{1}{2}$	
I_z	0	$-\frac{1}{2}$	$\frac{1}{2}$	

Figuur 2 toont de aangeslagen toestanden voor de mesonen. De mesonen zijn dus niet alleen de quanta van het sterke veld, zij hebben ook zelf een spectrum van aangeslagen toestanden (de analogie met het electromagnetische veld is niet evident).

Voorbeeld:

	ρ^o	$\rightarrow \pi^+$	$+ \pi^-$	($\tau \sim 10^{-22}$ sec)
I	1	1	1	
I_z	0	1	-1	

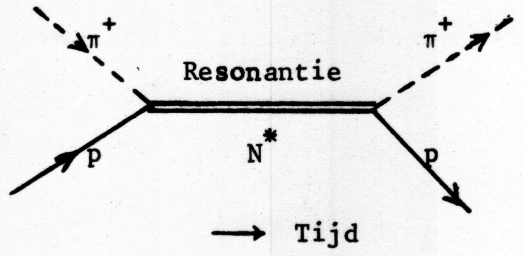
Voorbeeld:

	ω	$\rightarrow \pi^+$	$+ \pi^-$	$+ \pi^o$	($\tau \sim 10^{-21}$ sec)
I	0	1	1	1	
I_z	0	+1	-1	0	

Aangeslagen toestanden, of resonanties, die vervallen via de <u>sterke</u> wisselwerkingen hebben een te korte levensduur om via een tijdmeting of via een meting van de lengte van hun spoor (in bellenvat of emulsie) gedetecteerd te kunnen worden. De levensduur is alleen meetbaar via Heisenberg's onzekerheidsrelatie, $\Delta E \; \Delta t \sim \hbar$. Voor $\Delta t \sim 10^{-23}$ sec zal een resonantie een breedte van de orde van 100 MeV hebben.

Sterk vervallende resonanties kunnen worden gevormd in twee soorten reacties: <u>formatie experimenten</u> en <u>productie experimenten</u>.

In een <u>formatie experiment</u> wordt een deeltje, bijvoorbeeld een pion, geschoten op een ander deeltje, bijvoorbeeld een proton, in een vat gevuld met vloeibaar waterstof, met een zodanige impuls dat in het zwaartepuntssysteem de totale energie gelijk is aan die van een mogelijke aangeslagen toestand van het nucleon (nucleon resonantie). Voor een deel van de gevallen wordt de aangeslagen toestand dan inderdaad gevormd; na $\sim 10^{-23}$ sec valt de aangeslagen toestand terug naar de grondtoestand (het proton) onder uitzending van het pion.



De energie van de aangeslagen toestand (= de massa van de resonantie) wordt bepaald door een serie van metingen van de werkzame doorsnede te doen, elk bij een verschillende impuls van het invallende π-meson. De energie in het zwaartepuntssyteem is gegeven door

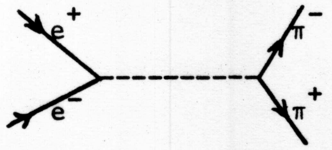
$$E^* = (E^2 - p_\pi^2)^{\frac{1}{2}}$$

waar $E = m_p + \sqrt{p_\pi^2 + m_\pi^2}$ (stel c = 1)

Als nu de werkzame doorsnede, uitgezet als functie van p, een maximum vertoont bij $p = p_o$ dan is de bij p_o behorende E_o^* de massa van de resonantie.

Een voorbeeld van een formatie experiment van een meson resonantie is

$$e^+ + e^- \rightarrow \rho^o \rightarrow \pi^+ + \pi^-$$ (opslagringen Orsay).



Vraagstuk 4. De π^+p werkzame doorsnede, uitgezet als functie van de kinetische energie T van het invallende pion, vertoont een maximum bij T = 180 MeV.
Bereken de massa van de resonantie.
Wat is de lading van de resonantie?

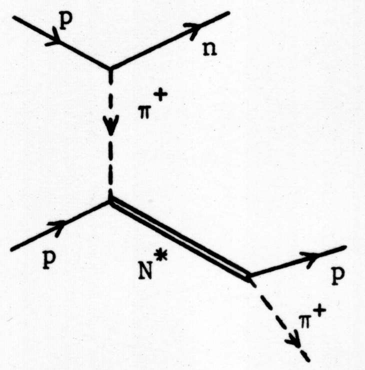
In productie experimenten wordt de resonantie gevormd tezamen met een of meer andere deeltjes in de eindtoestand. De reactie

$$p + p \rightarrow p + n + \pi^+$$

wordt gedomineerd door de productie van een nucleon resonantie met massa 1240 MeV:

$$p + p \rightarrow n + N^{*++}$$
$$\hookrightarrow p + \pi^+$$

We kunnen ons dit proces als volgt voorstellen:



Eén van de protonen in de begintoestand schudt een π^+ meson van zich af en gaat over in een neutron. Dit π^+ combineert met het andere proton en vormt een resonantie N^* die na korte tijd vervalt in $p + \pi^+$.

Hoewel de reactie in het bellenvat eruit ziet als een 3-deeltjes reactie zijn er in feite op het moment van de wisselwerking slechts 2 deeltjes in de eindtoestand. Nu is het verschil tussen een 2- en een 3-deeltjes reactie dat in een 2-deeltjes reactie de beide deeltjes (n en N^{*++}) één bepaalde impuls in het zwaartepuntssysteem hebben (consequentie van behoud van energie en impuls), terwijl in een 3- of meer deeltjes reactie alle waarden beneden een limiet mogelijk zijn. Experimenteel blijkt dat de neutron-impuls verdeling in het zwaartepuntssysteem een sterke piek vertoont, waaruit blijkt dat de reactie grotendeels via resonantie productie verloopt.

<u>Vraagstuk 5.</u> Hoe groot is de impuls van het neutron (in het zwaartepuntssysteem) voor de reactie:

$$p + p \rightarrow n + N^{*++}$$

als de massa van N^{*++} 1240 MeV bedraagt.

9. BEHOUD EN NIET-BEHOUD VAN PARITEIT

In § 7 zijn een aantal ogenschijnlijk geheel verschillende behoudswetten geformuleerd. De grondslag van de behoudswetten is echter dezelfde: zij is gebaseerd op de notie van geconjugeerde variabelen. Paren van geconjugeerde variabelen zijn:

impuls	p_x	en	coördinaat	x
impulsmoment	ℓ	en	hoekcoördinaat	θ
energie	E	en	tijdscoördinaat	t

Stel dat we nu een operatie uitvoeren die hierin bestaat dat we de coördinaat van het systeem (systeem = een of meer deeltjes) veranderen.

Operatie	O_x	wijzigt	x	in	$x + x'$	(translatie)
Operatie	O_θ	wijzigt	θ	in	$\theta + \theta'$	(rotatie)
Operatie	O_t	wijzigt	t	in	$t + t'$	(tijd translatie)

Als we nu constateren dat ondanks deze operatie de beweging en de energie van het systeem dezelfde blijven, dan zeggen we dat de met de coördinaat x, θ of t geconjugeerde variabele (p_x, ℓ of E) behouden is. Als bijvoorbeeld de bewegingsvergelijking van een deeltje de x-coördinaat niet bevat en dus de operatie O_x geen effect heeft op de beweging, dan concluderen we dat de impuls in de x-richting p_x constant is, dat wil zeggen er is geen kracht werkzaam in de x-richting.

Wat betreft isospin hebben we gezien dat deeltjes blijkbaar voorkomen in multipletten, waarvan de leden dezelfde massa en verschillende lading hebben. We kennen daarom een quantumgetal I toe aan elk multiplet, met verschillende I_z voor elk lid. Bovendien hebben we geconstateerd dat de sterke wisselwerkingen ladingsonafhankelijk zijn.
We kunnen dus zeggen:

Isospin I en lading Q

zijn geconjugeerde variabelen.

Operatie O_I wijzigt Q in $Q \pm 1$ (rotatie in I spin ruimte) (bijvoorbeeld het systeem pp wordt gewijzigd in pn).
We constateren dat, in een sterke wisselwerking, de bewegingstoestand niet verandert, met andere woorden, de sterke wisselwerking is niet afhankelijk van de lading van het systeem.

De genoemde behoudswetten stammen uit de notie dat fysische wetten niet mogen afhangen van de positie, of de hoek, of de tijd, maar moeten gelden onafhankelijk van het gekozen (willekeurige) coördinatensysteem.

Nog verdere beperkingen kunnen worden opgelegd door behalve invariantie met betrekking tot translaties en rotaties ook invariantie met betrekking tot inversie van de coördinaten te eisen.

Operatie O_p wijzigt $x,y,z \rightarrow -x,-y,-z$

Als nu blijkt dat voor een type wisselwerking (sterk, zwak, E.M.) de bewegingstoestand niet verandert, dan blijft de met deze inversie geconjugeerde variabele, die Pariteit (P) wordt genoemd, behouden. Voor de sterke en de electromagnetische wisselwerkingen is dit inderdaad het geval maar, tot grote consternatie in de wereld van fysici is in 1956-1957 gebleken dat in zwakke wisselwerkingen Pariteit niet behouden blijft. (Lee en Yang). Dit is gebleken onder andere uit een experiment met gerichte Co^{60} kernen.

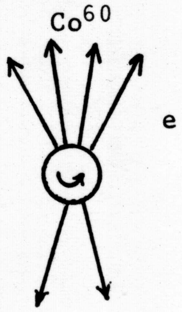
In het Co^{60} experiment worden de Co^{60} kernen gericht in een magneetveld en bij lage temperatuur. Hun spins staan dan (grotendeels) in één richting. Co^{60} vervalt door uitzending van electronen en neutrino's (een zwakke wisselwerking). De metingen geven aan dat in de meeste gevallen het electron de gerichte kern in de richting van de kernspin verlaat.

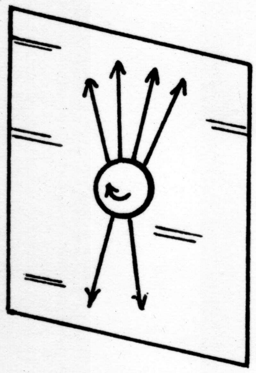
Om in te zien waarom dit betekent dat er geen inversie-invariantie is in zwakke wisselwerkingen, merken we eerst op dat een inversie equivalent is aan een reflectie ten opzichte van een vlak, gevolgd door een draaiing over 180° om de as loodrecht op dit vlak:

$$P(x,y,z \rightarrow -x,-y,-z) = R(x,y,z \rightarrow x,y,-z)\ R_\pi(z\text{-as})$$

Omdat we al weten dat er rotatie-invariantie is (de toestand verandert

niet als we het systeem "op z'n kop" bekijken, er is behoud van impulsmoment (zie boven)), kunnen we dus volstaan met het proces in een vlakke spiegel te bekijken:





We zien dat als we met de draaizin van de Co^{60} kern een richting verbinden (via de kurketrekkerregel) dan wijst deze spin in het oorspronkelijke systeem naar boven, maar in de spiegel naar beneden. Het proces in de spiegel is dus niet hetzelfde als het oorspronkelijke proces: er is geen invariantie met betrekking tot de reflectie (en dus de inversie) die we hebben uitgevoerd. Het proces zou <u>wel</u> invariant zijn als er evenveel electronen <u>in</u> de richting als <u>tegen</u> de richting van de spin zouden worden uitgezonden.

Het niet-behouden blijven van pariteit is bevestigd in alle andere zwakke wisselwerkingsprocessen waarin dit is gecontroleerd.

Voorbeeld: $\pi^- + p \rightarrow \Lambda^o + K^o$ (sterke wisselwerking).

In dit proces worden gepolariseerde Λ^o 's geproduceerd. In het verval van gepolariseerde Λ^o 's:

$$\Lambda^o\ (\uparrow) \rightarrow p + \pi^-$$

vertoont de proton verdeling een asymmetrie met betrekking tot de Λ^o spin: geen behoud van pariteit in dit zwakke vervalproces.

10. BEHOUD EN NIET-BEHOUD VAN C-PARITEIT

We bekijken nu een operator O_C. Deze operator transformeert een deeltje in een antideeltje, door de lading Q en het baryongetal B en/of het leptongetal L van teken om te keren.

O_C wijzigt
$$B \rightarrow -B$$
$$L \rightarrow -L$$
$$Q \rightarrow -Q$$

Als het systeem nu invariant blijft onder deze operatie, dan is de met deze deeltjes → antideeltjes transformatie geconjugeerde variabele, de C-pariteit, behouden. Dit blijkt het geval te zijn voor de sterke en de E.M. wisselwerkingen, maar niet voor de zwakke wisselwerkingen (1956-1957 Lee en Yang, A. Salam).

Wat is C voor de verschillende deeltjes?
Deze vraag heeft alleen zin voor die deeltjes waarvoor B en/of L en Q niet voorkomen in de bewegingsvergelijking, evenals we alleen van een (behouden) impuls p_x kunnen spreken als de "toestandsfunctie" van het deeltje onafhankelijk van x is. Er zijn 3 deeltjes waarvoor B en/of L en Q = 0 is

$$\bar{\gamma} = \gamma \qquad \bar{\eta} = \eta \qquad \overline{\pi^o} = \pi^o$$

(Merk op dat het anti-neutron niet qualificeert omdat B(n) = +1 $B(\bar{n}) = -1$).

C kan alleen de waarden $\pm$ 1 hebben, omdat de operatie O_C, tweemaal toegepast weer tot de oorspronkelijke toestand moet leiden.

Het foton geven we C = -1,
(Men kan aantonen dat met deze keuze de E.M. wisselwerking tussen fotonen en deeltjes invariant met betrekking tot C worden)
nu weten we dat experimenteel

$$\pi^o \rightarrow 2\gamma \qquad \pi^o \not\rightarrow 3\gamma$$
$$\eta \rightarrow 2\gamma \qquad \eta \not\rightarrow 3\gamma$$
$$\eta \rightarrow \pi^o + \gamma + \gamma \qquad \eta \not\rightarrow \pi^o + \gamma$$
$$\eta \rightarrow \pi^o + \pi^o + \pi^o$$

Voor een systeem, zoals het π^o, dat in 2 γ 's uiteen valt, geldt:

$$C(\pi^o) = C(\gamma) \cdot C(\gamma)$$

en dus

$$C = +1 \quad \text{voor} \quad \pi^o \quad \text{en voor} \quad \eta^o.$$

In de zwakke wisselwerkingen zou behoud van C vereisen dat de reactie

$$\pi^+ \rightarrow \mu^+ + \nu_\mu$$

omgetransformeerd (door de operator O_C) in

$$\pi^- \rightarrow \mu^- + \overline{\nu}_\mu$$

dezelfde bewegingstoestand (snelheden, richtingen, draaizin van de spins) zou blijven behouden. Experimenten hebben echter uitgewezen dat het ν_μ alleen in linksdraaiende toestand voorkomt en het $\overline{\nu}_\mu$ alleen in rechtsdraaiende toestand.
C is dus niet behouden ("geen goed quantumgetal") in de zwakke wisselwerkingen.

LITTERATUUR

1) C.E. SWARTZ, The Fundamental Particles (Addison-Wesley)

2) K.W. FORD, The World of Elementary Particles (Blaisdell Publishing Company)

3) R. LEVISETTI, Elementary Particles (The University of Chicago Press)

4) H. ROLLNIK, Teilchenphysik (Bibliogr. Institut Mannheid/Wien/Zürich)

5) D.B. LICHTENBERG, Meson and Baryon Spectroscopy

6) I.S. HUGHES Elementary Particles (Penguin Books)

1) en 2) geven een meer uitgebreide presentatie van het materiaal in dit college;
3), 4), 5) en 6) worden aanbevolen voor verdere studie;
6) is in 1972 verschenen.

BARYON SPECTRUM

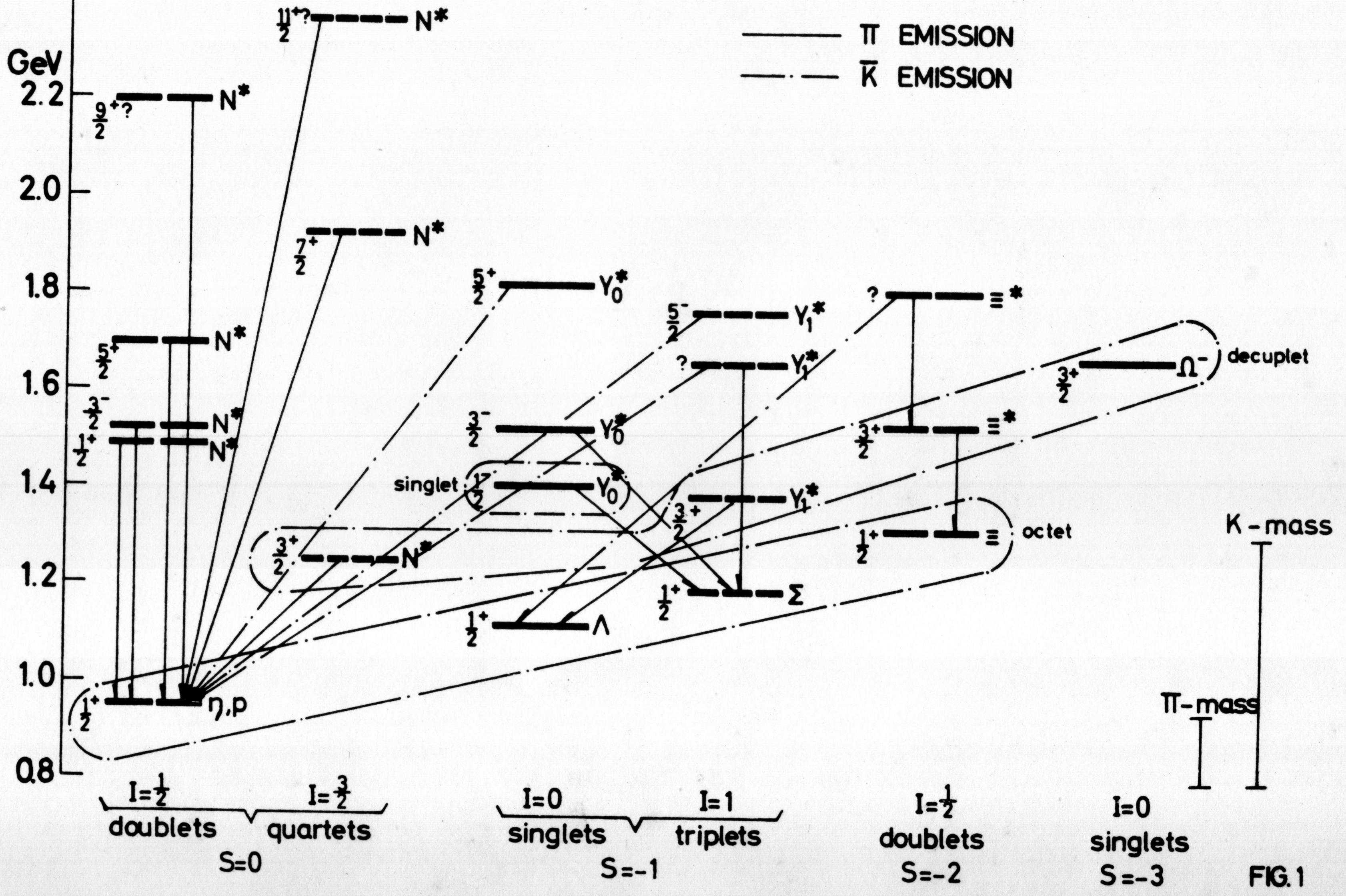


FIG. 1

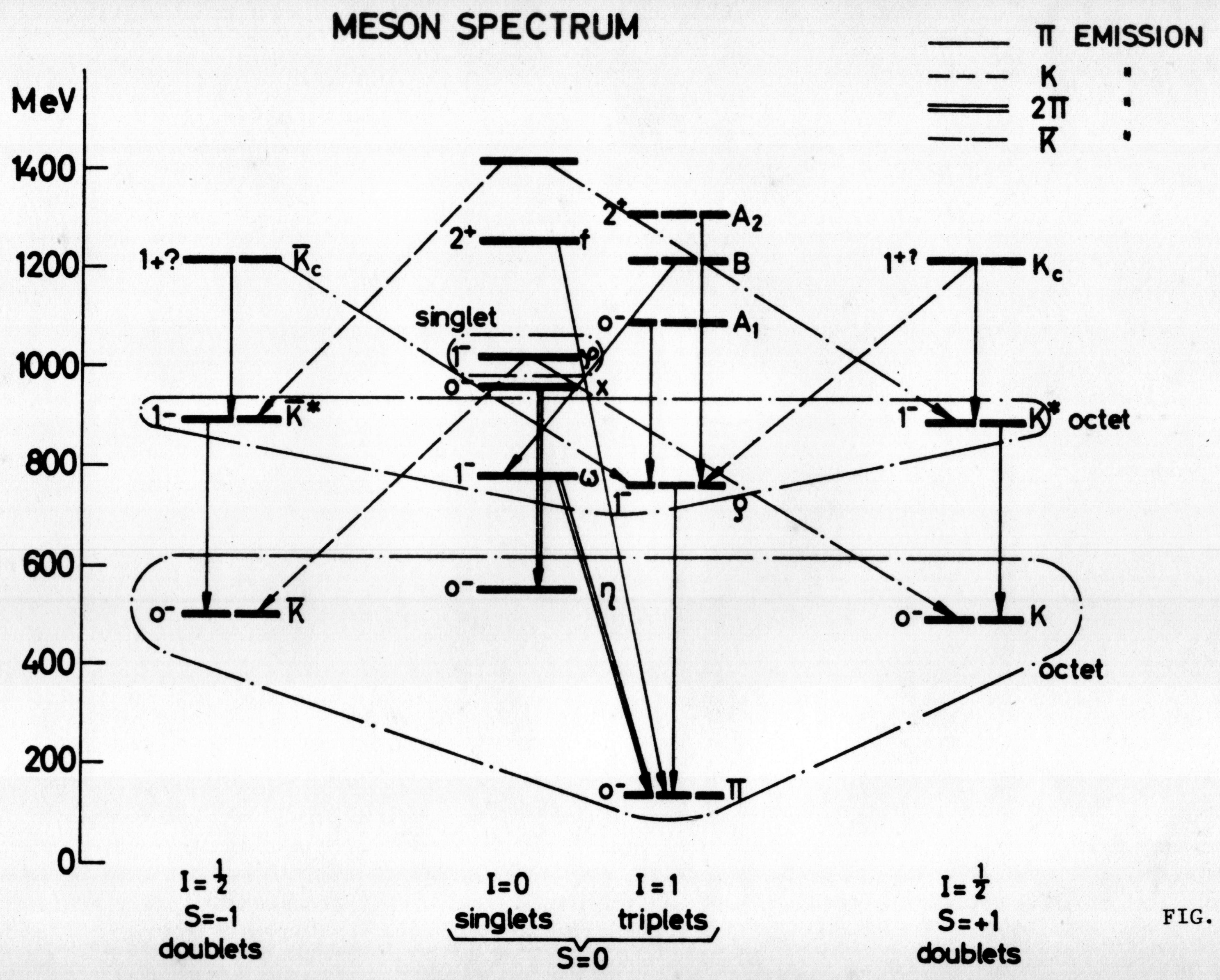

MESON SPECTRUM
π EMISSION
K
2π
K̄
MeV
1400
1200
1000
800
600
400
200
0
1+?
K̄c
1-
K̄*
0-
K̄
2+
f
singlet
1-
φ
0-
X
1-
ω
0-
η
2+
A2
B
0-
A1
1-
ρ
0-
π
1+?
Kc
1-
K* octet
0-
K
octet
I = 1/2
S=-1
doublets
I=0
singlets
I=1
triplets
S=0
I = 1/2
S=+1
doublets

FIG. 2

TRANSITORIUM I
RIJKSUNIVERSITEIT
UTRECHT

TENTAMEN FENOMENOLOGIE VAN DE ELEMENTAIRE DEELTJES

2 mei 1974

Gegeven: m_e = 0,51 MeV, m_π = 140 MeV, m_K = 498 MeV, m_p = 938 MeV.
c = 30 cm/nsec; α = fijnstruktuurkonstante = 1/137.
(Gebruik deze waarden tenzij anders vermeld)

1. Men poogt in een impuls-geselekteerde bundel van 1,0 GeV/c pionen van protonen te onderscheiden door een vluchttijdmeting tussen twee scintillatie-tellers. Op welke afstand moeten de tellers minstens worden geplaatst om het verschil in vluchttijd tussen pionen en protonen niet kleiner dan 5 nsec te laten zijn.

2. In botsingen van protonen met protonen in snijdende opslagringen is de produktie van anti-tritonen (triton = ^3_1H = t = gebonden toestand van 1 proton en 2 neutronen) waargenomen.

   a) Gebruik de wetten van behoud van lading en baryon-getal om vast te stellen welke nucleonen er verder minstens nog zijn geproduceerd.

   b) Wat is de minimum waarde van de, voor beide ringen gelijk genomen, impuls van de circulerende protonen waarmee $\bar{t}$-produktie mogelijk is?

   c) Welke kinetische energie zou minimaal nodig zijn om $\bar{t}$'s te produceren met een proton invallend op een stationair proton?

   d) Neem aan dat de 'extra'-nucleonen in a) hierboven als één klomp materie worden geëjekteerd en bereken de impuls van het $\bar{t}$ voor een waarde van 25 GeV/c voor de impuls van de beide primaire protonenbundels in de ringen.

   Stel in 2a) → 2d) $m_p = m_n$ = 1 GeV en verwaarloos alle bindingsenergieën.
   Neem aan dat in botsingen in de opslagringen het zwaartepunt in rust is.

3. Gegeven dat in phosphor de energie van de fotonen uitgezonden in de 3d - 2p overgang van een ingevangen μ^- 88 KeV bedraagt, wat is de 2p - 1s overgangsenergie?

4. Bereken de werkzame doorsnede (in mb/GeV^2) voor elastische Coulomb-verstrooiing van 10 GeV/c protonen aan stationaire protonen bij een impulsoverdracht t = 0,01 GeV^2.
   Daarna hetzelfde voor 20 GeV/c protonen. Met welke (laboratorium) hoeken (radialen) komt deze impulsoverdracht in elk van beide gevallen overeen?

Z.O.Z.

5. Wat is het baryon-getal van een $\overline{\Sigma}^+$, Σ^-, π^-, $\overline{K}^o$, γ?
   Wat is de isospin van Λ^o, Ξ^-, K^+, π^o?

6. De werkzame doorsnede voor de reaktie $K^+ + n \rightarrow K^o + p$ vertoont een maximum bij $P_{K^+} = 0{,}9$ GeV/c.
   Wat is de massa van de resonantie waarmee dit maximum zou kunnen corresponderen? Wat zou de isospin , de lading, de vreemdheid en het baryon-getal van deze resonantie zijn?
   Stel $m_n = m_p = 1{,}0$ GeV, $m_K = 0{,}5$ GeV

7. Schrijf de balans voor isospin, Z-componente van de isospin en vreemdheid op voor de volgende reakties:

   $\Sigma^+ \rightarrow n + e^+ + \nu$
   $K^+ \rightarrow \pi^+ + \pi^o$
   $\omega^o \rightarrow \pi^o + \gamma$
   $p + p \rightarrow p + n + \pi^+$
   $K^+ \rightarrow \pi^+ + \pi^+ + \pi^-$

   Geef aan welke van deze reakties via de sterke, zwakke en elektromagnetische wisselwerkingen verlopen.